

В.И.

# И Н С Т И Т У Т ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 15 - 73

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович

## ПЕРЕНОРМИРУЕМЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ



Новосибирск

1973

v X

INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS

A.I.Vainshtein and I.B.Khriplovich

RENORMALIZABLE MODELS OF ELECTROMAGNETIC AND WEAK  
INTERACTIONS

Novosibirsk  
1973

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович

ПЕРЕНОРМИРУЕМЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
И СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1. Введение

1. Известная теория четырехфермионного слабого взаимодействия дает в первом порядке по константе связи описание физических процессов, соответствующее эксперименту. Однако амплитуды первого порядка растут с энергией, что приводит к нарушению условия унитарности при энергиях, превышающих несколько сот Гэв (в с.д.и.). Кроме того, рост борновских амплитуд с энергией не позволяет вычислять радиационные поправки, в частности, и для процессов при малых энергиях. С ростом порядка теории возмущений растет степень расходимости; иными словами теория является неперенормируемой. (Не исключено, конечно, что трудности в неперенормируемых теориях не отражают ничего, кроме нашего неумения выйти за пределы теории возмущений).

Введение промежуточного векторного безона само по себе не делает теорию перенормируемой. Тем не менее, теории с векторными полями уже давно привлекали к себе внимание /1-3/ в связи с попытками построения единой теории слабых и электромагнитных (СЭМ) взаимодействий. Вайнбергом /4/, а также Саламом /5/, была предложена схема такого рода, в которой исходным является лагранжиан безмассовых векторных полей янг-миллсовского типа. Масса векторных частиц возникает за счет их взаимодействия со скалярными полями, обладающими ненулевым вакуумным средним /6-8/. Такой механизм появления массы был впервые рассмотрен Хиггсом.

За последний год число подобных моделей, описывающих СЭМ взаимодействия, резко возросло /9-21/. Развитие этого направления было стимулировано работой \*т Хуфта /22/, в которой бы-

доказана перенормируемость теорий такого рода. В настоящее время имеется заметное количество перенормируемых моделей СЭМ взаимодействий лептонов и адронов. Они позволяют рассчитывать высшие приближения (разумеется, без учета сильных взаимодействий), причем, как и в обычной квантовой электродинамике, разложение идет по малой константе  $\alpha$ .

2. Настоящий обзор посвящен рассмотрению этих моделей. Перенормируемость различных векторных теорий обсуждается во второй главе. Критерий перенормируемости, используемый нами, состоит в том, что борновские амплитуды в асимптотической по энергии области не должны превышать унитарного предела. Показано, что теория массивного янг-миллсовского поля является перенормируемой, если масса вводится как затравочная, и перенормируемой, если масса возникает в результате спонтанного нарушения симметрии. Выясняется, почему введение дополнительной скалярной частицы необходимо для перенормируемости теории. Здесь же рассмотрены варианты перенормируемой электродинамики векторных бозонов.

Третья глава посвящена описанию моделей СЭМ взаимодействий лептонов. Она начинается с обсуждения того, какой симметрией должны обладать такие схемы и какие дополнительные частицы необходимо в них вводить. Затем рассматривается модель Вайнберга /4/, содержащая нейтральные слабые токи, и модель Георги-Глэшоу /12/, где такие токи отсутствуют. Приведены следующие из эксперимента ограничения на параметры этих теорий.

В четвертой главе обзора рассматривается включение в перенормируемые схемы адронов. Жесткие экспериментальные ограничения на нейтральные адронные токи с изменением странности приводят к тому, что симметрия сильных взаимодействий должна быть выше, чем  $SU(3)$ . Обсуждается обобщение модели Вайнберга на случай адронов /9-11/, при котором этим требованиям удается удовлетворить ценой введения четвертого кварка /23/. Такая модель находится в настоящее время на грани противоречия с экспериментальными данными по нейтральным адронным токам без изменения странности. Этому недостатка лишена схема СЭМ взаимодействий адронов /12,16,17/, которая является обобщением модели Георги-Глэшоу и вообще не содержит нейтральных слабых токов. В заключение главы вкратце обсуждается использование перенормируемых векторных теорий для единообразного описания сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий адронов /18/.

В приложении объясняется, как построить фейнмановские правила для обсуждаемых в обзоре лагранжианов векторных полей.

Обзор не претендует на полноту изложения. В частности, в нем не рассматриваются осложнения, связанные с аномалиями в дивергенции аксиального тока /24/. Такие аномалии возникают при учете диаграмм с фермионными петлями и приводят, вообще говоря, к перенормируемости теории. Однако во многих моделях /10,12-19,25-27/ аномальные вклады разных фермионов взаимно сокращаются. Кроме того, для известных физических процессов эти осложнения возникают лишь в высоких порядках теории возмущений. Последнее обстоятельство послужило основной причиной, по которой мы не обсуждаем указанный круг вопросов.

Мы не останавливаемся также на интересном вопросе о возможности вычисления в перенормируемых теориях разностей масс частиц внутри мультиплетов /28,29/.

Кроме того, мы не обсуждаем теоретических работ /30-36/, посвященных различным доказательствам перенормируемости, выводу тождеств Уорда, построению калибровочно-инвариантных методов регуляризации для векторных полей.

Заканчивая введение, обратим внимание читателя на довольно подробный обзор /37/, в котором можно найти, в частности, сведения по вопросам, не рассмотренным нами (см. также /38,39/).

## II. Перенормируемые векторные теории

1. В качестве критерия перенормируемости мы используем выполнение условия унитарности для асимптотического поведения борновских амплитуд реальных процессов в области энергий, ограниченной условием  $\frac{\alpha}{\pi} \ln E/m \ll 1$ . При рассмотрении радиационных поправок мы можем с помощью условий унитарности и аналитичности перейти от замкнутых петель к интегралам от величин, выражающихся через борновские амплитуды. Нетрудно показать, что хорошее асимптотическое поведение этих амплитуд обеспечивает отсутствие нарастающих расхождений в высших приближениях теории возмущений.

Так как борновские амплитуды заведомо определены однозначно, то в используемом подходе не возникает проблема калибровочно-инвариантной регуляризации. При этом предполагается, однако, что по калибровочно-инвариантным тензорным структурам можно расписать не только мнимую часть амплитуды (что очевидно), но и действительную. Последнее оказывается невозможным для фермионных диаграмм, приводящих к аномалиям в дивергенции аксиального тока /40/.

Как известно, теории безмассовых векторных полей янг-миллсовского типа являются перенормируемыми. Напомним, что в этих теориях источниками векторных полей служат сохраняющиеся токи. Соответствующие заряды, число которых совпадает с числом векторных полей, являются генераторами группы симметрии лагранжиана. Триpletу векторных полей соответствует группа  $SU(2)$ .

Векторный бозон с массой отличается от безмассового наличием состояния с нулевой спиральностью. Соответствующий вектор поляризации имеет вид

$$\epsilon_\nu = \left( \frac{|\vec{k}|}{\mu}, \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \frac{\omega}{\mu} \right) = \frac{k_\nu}{\mu} + O(\mu), \quad k_\nu \epsilon_\nu = 0 \quad (1)$$

Рост  $\epsilon_\nu$  с энергией приводит, в общем случае, к недопустимому для перенормируемых теорий росту борновских амплитуд.

В случае нейтрального векторного поля член  $k_\nu/\mu$  в выражении (1) для  $\epsilon_\nu$  не дает вклада в амплитуды физических процессов, если ток сохраняется. В случае массивных векторных полей, взаимодействующих между собой, также естественно ожидать, что с ростом энергии амплитуды ведут себя лучше всего в теориях янг-миллсовского типа, где токи сохраняются. Однако, если масса вводится в лагранжиан обычным образом, то сохранение тока, хотя и приводит к частичному уменьшению степени роста амплитуд, но не обеспечивает перенормируемости /41-43/.

В качестве примера, укажем амплитуду упругого рассеяния двух заряженных квантов, которая описывается диаграммами

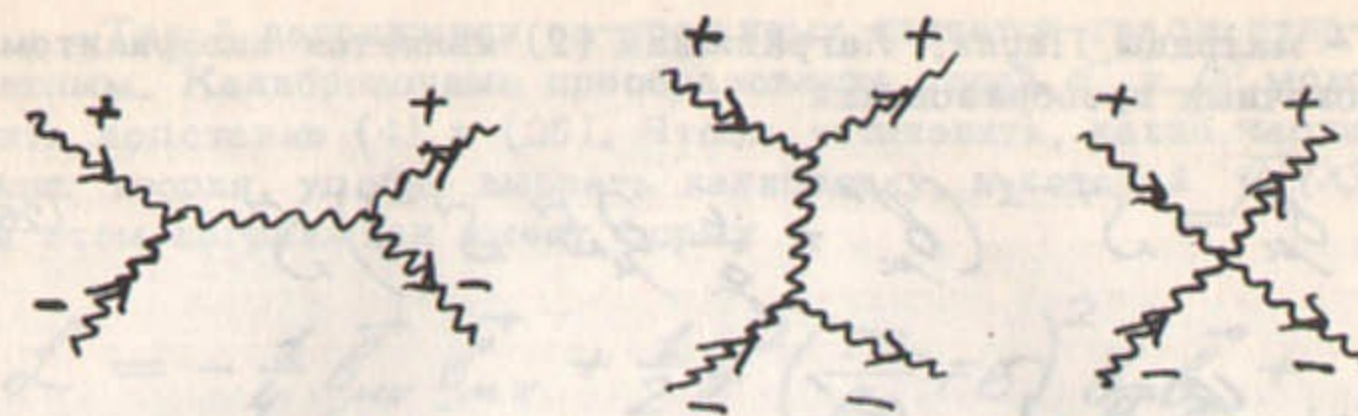


Рис. 1.

Для квантов нулевой спиральности эта амплитуда квадратично растет с энергией (в с.д.и.) /43/. Если бы взаимодействие не имело янг-миллсовского вида, такая амплитуда росла бы, как четвертая степень энергии, но в рассматриваемом случае такие вклады от разных диаграмм взаимно сокращаются. Однако и квадратичного роста достаточно для перенормируемости теории.

2. Поскольку обычное введение массы в лагранжиан янг-миллсовского поля приводит к перенормируемости, естественно обратиться к теориям /3,8/, в которых масса векторного поля возникает за счет спонтанного нарушения симметрии.

Рассмотрим лагранжиан, описывающий взаимодействие янг-миллсовского триплета  $\vec{b}_\mu$  с дублетом

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$$

скалярных полей

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \vec{b}_{\mu\nu} \vec{b}_{\mu\nu} + (D_\mu \varphi)^\dagger (D_\mu \varphi) + m^2 \varphi^\dagger \varphi - f(\varphi^\dagger \varphi)^2 \quad (2)$$

В этой формуле

$$\begin{aligned} \vec{b}_{\mu\nu} &= \partial_\mu \vec{b}_\nu - \partial_\nu \vec{b}_\mu + 2g \vec{b}_\mu \times \vec{b}_\nu \\ D_\mu \varphi &= \partial_\mu \varphi - ig(\vec{b}_\mu \vec{\tau}) \varphi \end{aligned} \quad (2a)$$

$\vec{\tau}$  - матрицы Паули. Лагранжиан (2) является инвариантом калибровочных преобразований

$$b_\mu = S^{-1} \left( b'_\mu + \frac{i}{g} \partial_\mu S \cdot S^{-1} \right) S \quad (26)$$

$$\varphi = S^{-1} \varphi'$$

где  $S$  - унитарная унимодулярная матрица, зависящая от координат, а  $b'_\mu = \vec{\tau} b_\mu$ .

Обратим внимание на противоположный обычному знак массового члена. "Неправильный" знак приводит к тому, что при рассмотрении полей как классических решение  $\varphi(x) \equiv 0$  не соответствует минимуму энергии. Такой минимум дается не зависящими от  $x$  решениями, для которых  $\varphi_0^+ \varphi_0 = m^2/2f^2$ .

Ориентацию осей в изотопическом пространстве всегда можно выбрать так, что

$$\varphi_0 = \frac{m}{\sqrt{2}f} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

"Истинным" полем будем считать разность  $\varphi(x) - \varphi_0$ , которую можно представить в виде

$$\varphi(x) - \varphi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (b + i \vec{\tau} \vec{\psi}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $b$  и  $\vec{\psi}$  - эрмитовы поля.

Отметим, что все рассуждения, касающиеся поля  $\varphi(x)$ , можно опустить и не придавать этому полю физического смысла, а рассматривать, как исходный, лагранжиан полей  $b_\mu$ ,  $b$  и  $\vec{\psi}$ , возникающий при подстановке (4) в (2).

Такой лагранжиан по-прежнему является градиентно-инвариантным. Калибровочные преобразования полей  $b$  и  $\vec{\psi}$  можно получить, подставив (4) в (26). Чтобы установить, какие частицы описывает теория, удобно выбрать калибровку, в которой  $\vec{\psi}(x) \equiv 0$ . При этом лагранжиан имеет форму

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \vec{b}_{\mu\nu} \vec{b}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} g^2 \left( \frac{m}{f} + b \right)^2 \vec{b}_\mu \vec{b}_\mu + \quad (5) \\ + \frac{1}{2} (\partial_\mu b)^2 - m^2 b^2 - f m b^3 - \frac{f^2}{4} b^4$$

Он описывает триплет векторных полей  $\vec{b}_\mu$  с массой  $\mu = mg/f$  (в обычном формализме Прока (44)) и скалярное поле  $b$  с массой  $m/\sqrt{2}$ . Рассмотренный механизм возникновения массы векторного поля за счет взаимодействия со скалярным полем, обладающим ненулевым вакуумным средним, называют феноменом Хиггса.

Обсудим теперь перенормируемость рассматриваемой модели. Посмотрим, как ведет себя в ней при больших энергиях амплитуда упругого рассеяния двух заряженных квантов нулевой спирали. Для этого процесса, кроме диаграмм рис.1, лагранжиан (5) приводит к новым диаграммам (рис.2), связанным с введением  $b$ -частиц (соответствующие линии обозначены пунктиром)

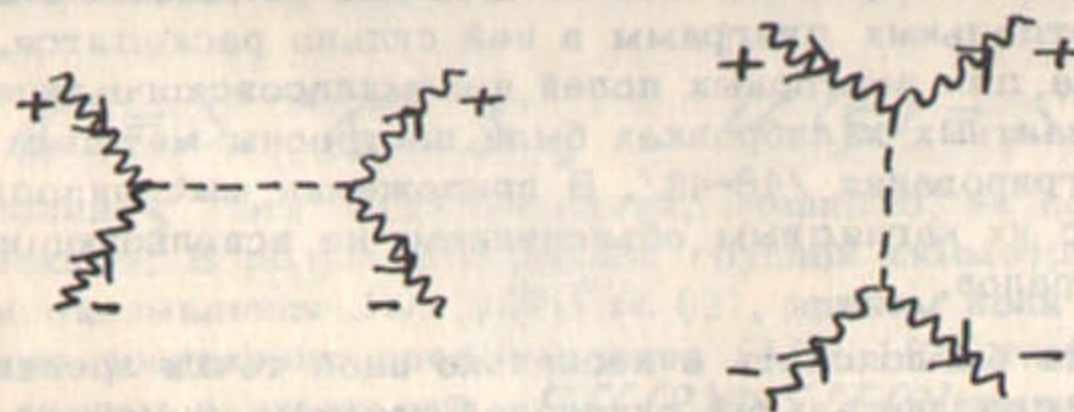


Рис.2

Нетрудно убедиться в том, что квадратично растущие с энергией члены в диаграммах рис.1 и рис.2 взаимно сокращаются, так что амплитуда не превышает унитарного предела.

Для общего рассмотрения процессов с квантами нулевой спиральности (45) удобно перейти к кулоновской калибровке, в которой поле  $\vec{b}_\mu$  удовлетворяет условию трехмерной поперечности  $\partial_m \vec{b}_m = 0$  и описывает кванты спиральности  $\pm 1$ , а кванты нулевой спиральности описываются полями  $\vec{\psi}$ . Стандартный анализ лагранжиана, который возникает при подстановке  $\varphi(x)$  из (4) в (2), показывает, что асимптотическое поведение всех борновских амплитуд хорошее (такое же, как, скажем, в скалярной электродинамике), так что теория является перенормируемой.

С нашей точки зрения, наиболее существенным в схеме является то, что, вследствие отличия от нуля вакуумного среднего поля  $\varphi$ , скалярные поля  $\vec{\psi}(x)$  могут интерпретироваться как нулевые спиральности векторных полей. Сама же перенормируемость теории представляется очевидной. Дело в том, что на высокоэнергетическом поведении борновских амплитуд, соответствующих лагранжиану (2), не сказываются ни массы частиц, ни пропорциональные им сдвиги полей. Иными словами, амплитуды асимптотически ведут себя так же, как в перенормируемой теории безмассового янг-миллсовского поля, взаимодействующего с дублетом скалярных частиц.

Хотя кулоновская калибровка позволяет в принципе решить вопрос о перенормируемости теории, для конкретных вычислений она неудобна из-за нековариантности. Калибровка Прока, несмотря на ковариантность, также неудобна для вычисления радиационных поправок: вклады отдельных диаграмм в ней сильно расходятся. Фейнмановские правила для векторных полей янг-миллсовского типа в "хороших" ковариантных калибровках были построены методом континуального интегрирования (46-48). В приложении мы приводим эти правила, вместе с их наглядным объяснением, не использующим континуальных интегралов.

3. Хотелось бы пояснить с несколько иной точки зрения (49) почему введению дополнительной скалярной частицы оказалось необходимым для получения перенормируемой теории векторных полей с массой<sup>x)</sup> Если снова обратиться к случаю триплета векторных полей с обычным включением массы, то кванты нулевой спиральности описываются в области больших энергий триплетом скалярных полей  $\vec{\zeta}$ , лагранжиан которых равен

x) Этот пункт может быть читателем опущен без ущерба для понимания дальнейшего.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \frac{\partial_\mu \vec{\zeta} \partial_\mu \vec{\zeta}}{(1 + \frac{g^2}{4\mu^2} \vec{\zeta}^2)} \quad (6)$$

Этот лагранжиан приводит к растущим с энергией борновским амплитудам в полном соответствии с рассмотренным в II.1 примером.

Существенную нелинейность выражения (6), приводящую к неперенормируемости, можно связать с симметрией рассматриваемой теории. Характерным для векторных теорий является наличие группы симметрии, связанной с локальными калибровочными преобразованиями. Чтобы рассмотреть следствия этой симметрии, удобно перейти в кулоновскую калибровку с помощью подстановки

$$b_\mu = U^{-1} (b_\mu^c + \frac{i}{g} \partial_\mu U \cdot U^{-1}) U, \quad \psi_\mu = \vec{b}_\mu \vec{\tau},$$

где  $b_\mu^c$  удовлетворяет условию  $\partial_m b_m = 0$  ( $m = 1, 2, 3$ ) и описывает кванты спиральности  $\pm 1$ , а  $U$  - унитарная унимодулярная матрица, определяемая тремя полями  $\zeta(x)$  (например,

$$U = [1 - \frac{i}{2\mu} \vec{\tau} \cdot \vec{\zeta}(x)] [1 + \frac{i}{2\mu} \vec{\tau} \cdot \vec{\zeta}(x)]^{-1}$$

Поля  $\zeta(x)$  соответствуют квантам нулевой спиральности. Калибровочная инвариантность для полей  $b_\mu^c(x)$  и  $\zeta(x)$  сводится к инвариантности относительно независимых от координат преобразований

$$b_\mu^c = S^{-1} b_\mu^c S, \quad U(\zeta) = S^{-1} U(\zeta')$$

Для полей  $\zeta$  эти преобразования, очевидно, не совпадают с изоморфическими. В результате полной группой симметрии обсуждаемой теории оказывается  $SU(2) \otimes SU(2)$ , причем поля  $\zeta$  образуют нелинейную реализацию представления  $(1/2, 1/2)$  этой группы, аналогично пионам в киральной  $SU(2) \otimes SU(2)$  симметрии. Именно поэтому выражение (6) совпадает с известным лагранжианом пионов (50). Ясно, что для построения линейной реализации этого представления следует ввести в теорию еще одну скалярную частицу. При этом исчезает необходимость в существенной нелинейности лагран-

жиана.

Вид перенормируемого и  $SU(2) \otimes SU(2)$  инвариантно-го лагранжиана четырех эрмитовых полей  $\vec{\phi}$  и  $\vec{\psi}$  определяется однозначно [51]:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \text{tr} [\partial_\mu \phi^+ \partial_\mu \phi + m^2 \phi^+ \phi - f^2 (\phi^+ \phi)^2] \quad (7)$$

Здесь матрица  $\phi$  равна

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{\phi} + i \vec{\psi} \vec{\tau}) \quad (7a)$$

Она ведет себя как спинор по каждому из индексов в отдельности, что и соответствует  $SU(2) \otimes SU(2)$  симметрии лагранжиана. Легко видеть, что лагранжианы (2) и (7) совпадают при  $\vec{b}_\mu \equiv 0$ , если учесть (3), (4) и соотношение  $\vec{b} = \frac{m}{f} + \vec{b}$ .

Отметим, что лагранжиан (5) физических полей  $\vec{b}_\mu$  и  $\vec{b}$  обладает лишь изотопической симметрией. По отношению к спонтанно нарушенной подгруппе симметрии эти поля являются синглетами. Однако при больших импульсах, где всеми массами можно пренебречь, восстанавливается исходная  $SU(2) \otimes SU(2)$  симметрия: поле  $\vec{b}$  и нулевые спиральности полей  $\vec{b}_\mu$  снова группируются в квадруплет. Поэтому рассматриваемая теория может служить примером реализации асимптотической симметрии.

4. Имея в виду описание электромагнитных взаимодействий, укажем, как добавить в рассмотренную схему безмассовое векторное поле. Нужно ввести в лагранжиан (2) синглет  $a_\mu$ , взаимодействующий с током гиперзаряда поля  $\psi$ . Для этого следует добавить к (2) лагранжиан свободного поля  $a_\mu$

$$-\frac{1}{4} (\partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu) (\partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu),$$

а  $\partial_\mu \psi$  определить следующим образом:

$$\partial_\mu \psi = \partial_\mu \psi - ig (\vec{\tau} \vec{b}_\mu) \psi + ig' a_\mu \psi \quad (8)$$

Нетрудно убедиться в том, что вследствие спонтанного нарушения симметрии - отличия от нуля вакуумного среднего поля  $\psi$  - линейная комбинация нейтральных векторных полей

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g \vec{b}_\mu^3 + g' a_\mu) \quad (9)$$

приобретает массу  $\mu_2 = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{f} m$ , а поле

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (-g' \vec{b}_\mu^3 + g a_\mu) \quad (10)$$

остается безмассовым.

С другой стороны, можно построить теорию, в которой есть лишь триплет векторных полей, причем масса возникает только у заряженных частиц. Для построения такой схемы следует использовать, вместо дублета  $\psi$ , эрмитов триплет скалярных полей, нейтральная компонента которого имеет ненулевое вакуумное среднее. Остальные компоненты триплета описывают нулевые спиральности векторных заряженных полей. Явный вид соответствующего лагранжиана приведен ниже (см. III.3).

Эти схемы могут рассматриваться как перенормируемые модели электродинамики векторных бозонов.

### III. Модели слабых и электромагнитных взаимодействий лептонов

1. В обсуждаемых моделях слабые взаимодействия переносятся массивными векторными бозонами, среди которых заведомо должны быть заряженные. Чтобы сделать перенормируемыми их электромагнитные взаимодействия, необходимо, как мы видели, введение нейтральной скалярной частицы.

Далее, взаимодействие векторных бозонов с лептонами следует вводить так, чтобы токи-источники векторных полей по-прежнему сохранялись, иначе нарушится перенормируемость. Заряды, соответствующие этим токам, являются генераторами  $SU(2)$ -группы в случае трех векторных полей и  $SU(2) \otimes U(1)$  - в случае четырех. Поэтому лептоны должны быть объединены в мультиплеты по  $SU(2)$ -группе, которые мы будем называть изотопическими (по аналогии с адронами).

Если в модели есть лишь три векторных поля  $W_\mu^+$ ,  $W_\mu^-$  и электромагнитное  $A_\mu$ , то они взаимодействуют с током изоспина лептонов [12]. При этом электрический заряд совпадает с  $T_3$ -третьей проекцией изоспина, так что средний заряд лептонных мультиплетов должен равняться нулю. Если учесть сохранение мюонного заряда, известные лептоны ( $e, \nu_e$  и  $\mu, \nu_\mu$ )

можно сгруппировать лишь в синглеты и дублеты, причем средний электрический заряд дублетов отличен от нуля. Чтобы построить мультиплеты с нулевым средним зарядом, следует ввести два новых заряженных лептона - партнеры к  $e, \nu_e$  и  $\mu, \nu_\mu$ . Кроме того, чтобы описать несохранение четности, необходимо ввести еще два нейтральных тяжелых лептона. К подробному обсуждению такой модели мы вернемся ниже (III.3).

Если не вводить новых лептонов, то для правильной связи электрического заряда с проекцией изоспина лептонам следует приписать гиперзаряд. С током гиперзаряда взаимодействует дополнительное изоскалярное векторное поле (см. II.4).

Необходимость введения в перенормируемой теории дополнительного нейтрального векторного бозона или новых лептонов можно проиллюстрировать на следующем примере [37, 52]. Рассмотрим процесс  $\nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow W^+ W^-$ . В обычной теории слабых взаимодействий с промежуточным векторным бозоном этот процесс описывается одной диаграммой (рис.3).

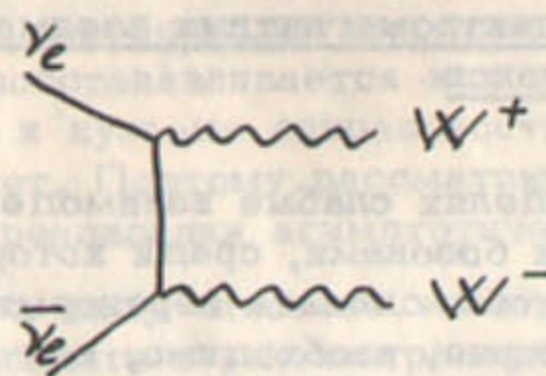


Рис.3

В случае рождения квантов нулевой спиральности соответствующая амплитуда квадратично растет с энергией. При введении в теорию дополнительных частиц этот рост компенсируется либо диаграммой (рис.4) с нейтральным векторным бозоном в  $S$ -канале,

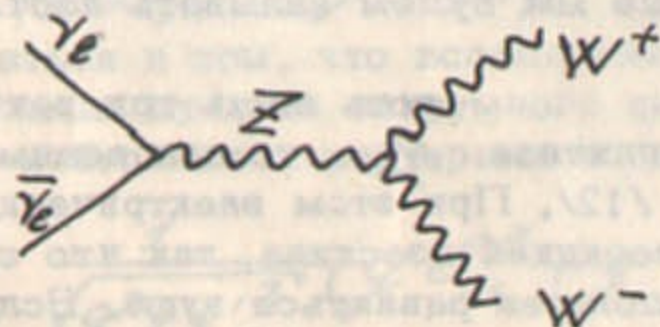


Рис.4

либо диаграммой (рис.5) с фермионным полюсом в  $U$ -канале, соответствующим новому заряженному лептону.

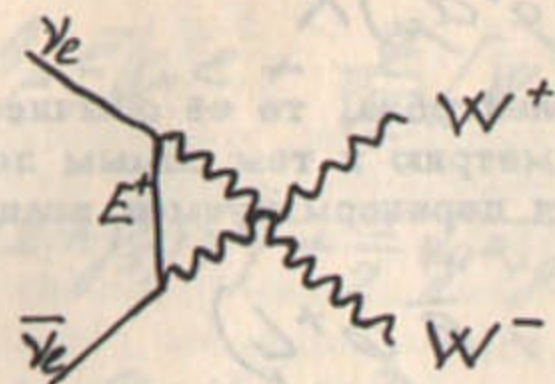


Рис.5

2. В этом пункте мы обсудим модель СЭМ взаимодействий лептонов, предложенную Вайнбергом [4]. В ней новые лептоны отсутствуют, а известные сгруппированы в дублет

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix} \text{ и синглет } R = e_R, \text{ где } e_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} e.$$

Мюон и мюонное нейтрино включаются в теорию аналогично  $e$  и  $\nu_e$ . Поэтому в дальнейшем соответствующие выражения не выписываются явно.

Определяя гиперзаряд  $Y$  из соотношения  $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ , находим, что для дублета  $Y = -1$ , а для синглета  $Y = -2$ .

Лагранжиан взаимодействия лептонов с векторными бозонами строится из свободного

$$\mathcal{L}_L^0 = i \bar{L} \gamma_\mu \partial_\mu L + i \bar{R} \gamma_\mu \partial_\mu R, \quad (11)$$

как и в электродинамике, путем "удлинения" производных

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - 2ig \vec{T} \vec{V}_\mu + 2ig' Y a_\mu, \quad (12)$$

где  $T$ -матрицы изоспина, а  $Y$ -гиперзаряд частицы. Конкретно,



$$\begin{aligned} \partial_\mu L &\rightarrow (\partial_\mu - ig\vec{\tau}\vec{b}_\mu - ig'a_\mu)L \\ \partial_\mu R &\rightarrow (\partial_\mu - 2ig'a_\mu)R \end{aligned} \quad (12a)$$

Что касается массы электрона, то её обычное включение в лагранжиан нарушило бы симметрию и тем самым перенормируемость теории. Если же ввести перенормируемое взаимодействие с

$$-h(\bar{L}\varphi R + \bar{R}\varphi^+ L)$$

то масса электрона возникает за счет  $C$ -числовой части скалярного поля  $\varphi$ . Одновременно возникает и взаимодействие поля  $\phi$  с электроном.

Такой механизм возникновения массы электрона, так же, как и появление массы векторного поля, представляет собой спонтанное нарушение симметрии. Симметрия восстанавливается в области больших импульсов.

Вид взаимодействия векторных частиц между собой и со скалярным полем  $\phi$  уже обсуждался выше (II, 2, 4). Как указывалось в пункте II.4 определенной массой обладают поля

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_\mu^1 \mp i\phi_\mu^2), \quad \mu_W = \frac{g}{f}m, \quad (13)$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(g\phi_\mu^3 + g'a_\mu), \quad \mu_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{f}m$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(-g'\phi_\mu^3 + g a_\mu), \quad \mu_A = 0$$

Лептонная часть лагранжиана (см. (11), (12a)), выраженная через эти поля, записывается в виде

$$\begin{aligned} L_e &= \bar{e} i \gamma_\mu \partial_\mu e + \bar{\nu} i \gamma_\mu \frac{1+\gamma_5}{2} \partial_\mu \nu - m_e (1 + \frac{g}{\mu_W} \phi) \bar{e} e + \\ &+ \frac{2gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu \bar{e} \gamma_\mu e + \frac{g}{\sqrt{2}} [W_\mu^+ \bar{\nu} \gamma_\mu (1+\gamma_5) e + \\ &+ W_\mu^- \bar{e} \gamma_\mu (1+\gamma_5) \nu] + \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu [\bar{e} \gamma_\mu (\frac{3g'^2 - g^2}{g^2 + g'^2} - \\ &- \gamma_5) e + \bar{\nu} \gamma_\mu (1+\gamma_5) \nu] \end{aligned} \quad (14)$$

Из этого выражения следует, что электрический заряд  $e$  и константа слабого взаимодействия  $G$  равны соответственно

$$e = \frac{2gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = 2g \sin\theta, \quad (15)$$

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{f^2}{2m^2} = \frac{g^2}{2\mu_W^2}$$

В результате возникают следующие ограничения

$$\mu_W = \frac{1}{\sin\theta} \sqrt{\frac{\pi\alpha}{G\sqrt{2}}} \geq 37,3 \text{ ГэВ}$$

$$\mu_Z = \frac{2}{\sin 2\theta} \sqrt{\frac{\pi\alpha}{G\sqrt{2}}} \geq 74,6 \text{ ГэВ} \quad (16)$$

Характерным для модели является существование нейтральных слабых токов. Заметим, что для электронов и мюонов они не имеют  $V-A$  структуру.

Нейтральные токи, наряду с обычными заряженными, дают вклад в рассеяние  $\gamma_e$  и  $\bar{\gamma}_e$  на электроны. В настоящее время имеется экспериментальное ограничение [53/

$$b(\bar{\gamma}_e e \rightarrow \gamma_e e) \leq 1,96_{V-A}, \quad (17)$$

где  $G_{\nu-A}$  определяется заряженными токами. Из (17) следует /54/, что

$$\sin^2 \theta = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \leq 0,32 \quad (18)$$

Другими лептонными процессами, критичными для проверки модели Вайнберга, являются реакции рассеяния  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  на электроны, которые идут только за счет нейтральных токов /54,55/. Существующие экспериментальные данные приводят к следующим ограничениям для сечений и угла смешивания /56,57/

$$\begin{aligned} \sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e) &\leq 0,7 \cdot 10^{-41} \left(\frac{E_\nu}{\Gamma_{26}}\right) \text{ см}^2 \\ \sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e) &\leq 1,1 \cdot 10^{-41} \left(\frac{E_\nu}{\Gamma_{26}}\right) \text{ см}^2 \end{aligned} \quad (19)$$

$$\sin^2 \theta \leq 0,6 \quad (20)$$

Что касается взаимодействия скалярного поля  $\phi$  с лептонами, то соответствующая константа

$$\frac{h}{\sqrt{2}} = m_e \sqrt{G \sqrt{2}} \quad (21)$$

весьма мала ( $2 \cdot 10^{-6}$  для  $e$  и  $4 \cdot 10^{-4}$  для  $\mu$ ).

Отметим, что вклад слабых взаимодействий в  $g$ -фактор мюона в рассматриваемой схеме имеет порядок /58/

$$\frac{G m_\mu^2}{\sqrt{2} 8 \pi^2} \sim 10^{-9}$$

в то время как существующая экспериментальная точность /59/  $\sim 3 \cdot 10^{-7}$  (см. /58/). Хотя, в общем случае, радиационные поправки должны быть  $\sim \alpha/\pi$  (при  $\mu_2 \sim \mu_W \sim m$ ), вклад в  $g$ -фактор содержит квадрат массы лептона. Дело в том, что исходные взаимодействия сохраняют спиральность в пределе нулевой массы леп-

тонов. Поэтому в таком пределе вклад слабых взаимодействий в аномальный магнитный момент, приводящий к перевороту спиральности, равен нулю, так что

$$\Delta \mu \sim \frac{g^2}{32 \pi^2} \frac{m_\mu}{\mu_W^2}$$

3. Перейдем теперь к обсуждению модели /12/, в которой единственным нейтральным током является электромагнитный и векторные поля образуют триплет  $\vec{b}_\mu$

$$\left( \frac{b_\mu^1 - i b_\mu^2}{\sqrt{2}}, b_\mu^3, \frac{b_\mu^1 + i b_\mu^2}{\sqrt{2}} \right) = (W_\mu^+, A_\mu, W_\mu^-)$$

Как отмечалось в п.11.4, заряженные поля  $W_\mu^\pm$  приобретают массу за счет взаимодействия с триплетом скалярных полей  $\vec{\phi}$ . Соответствующий лагранжиан имеет вид /22/

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_V = & -\frac{1}{4} \vec{b}_{\mu\nu} \vec{b}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{\phi} - e \vec{b}_\mu \times \vec{\phi}) (\partial_\mu \vec{\phi} - e \vec{b}_\mu \times \vec{\phi}) + \\ & + \frac{m^2}{2} \vec{\phi}^2 - \frac{f^2}{4} \vec{\phi}^4 \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь  $\vec{b}_{\mu\nu}$  определяется формулой (2а) с заменой  $2g \rightarrow -e$ . Так же, как и в модели, рассмотренной в II.2, нейтральная компонента  $\vec{\phi}$  имеет ненулевое вакуумное среднее,  $\phi^3 = \frac{m}{f} + \phi$

Что же касается полей  $\phi^\pm$ , то они могут быть устранены выбором калибровки. Масса полей  $W_\mu^\pm$  равна  $\mu_W = \frac{e}{f} m$ , электромагнитное поле  $A_\mu$ , разумеется, остается безмассовым.

Лептоны в этой модели должны быть сгруппированы в мультиплет со средним электрическим зарядом, равным нулю (см III.1). При этом число новых частиц минимально, если лептоны объединить в триплет  $\vec{E}$ :

$$\left( \frac{E^1 - i E^2}{\sqrt{2}}, E^3, \frac{E^1 + i E^2}{\sqrt{2}} \right) = (\chi^+, \nu', e^-) \quad (24)$$

Здесь  $X^+$ ,  $\nu'$ ,  $e^-$  — четырехкомпонентные спиноры,  $e^-$  описывает электрон,  $X^+$  — новый заряженный лептон, масса которого должна быть достаточно большой, чтобы не было противоречия с экспериментом. Что же касается  $\nu'$ , то этот спинор не может описывать только электронное нейтрино, так как имеет четыре компоненты. Две "лишние" компоненты описывают правовинтовое состояние, так что теория содержит новый нейтральный лептон  $X^0$ . Если бы масса  $X^0$  равнялась нулю, то этот лептон был бы просто правовинтовым нейтрино, взаимодействующим точно так же, как и обычное левовинтовое. Иными словами, четность сохранялась бы. Этого, впрочем, следовало ожидать, так как слабые токи и сохраняющий четность электромагнитный ток входят в один мультиплет. При неравной нулю массе  $X^0$  возникает несохранение четности, которое исчезает в области энергий много больших  $m_{X^0}$ .

Спинор  $\nu'$  представляется в следующем виде

$$\nu' = \nu_L \sin \beta + X_L^0 \cos \beta + X^0, \quad (25)$$

где  $X_{L,R}^0 = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5) X^0$ ,  $\beta$  — угол смешивания  $X_L^0$  и  $\nu_L$ . Ортогональная к  $\nu_L$  комбинация

$$S_L = -\nu_L \cos \beta + X_L^0 \sin \beta \quad (26)$$

является синглетом группы. Инвариантный лагранжиан лептонов записывается в виде

$$\mathcal{L}_l = \bar{E} i \gamma_\mu (\partial_\mu \vec{E} - e \vec{v}_\mu \times \vec{E}) + \bar{S}_L i \gamma_\mu \partial_\mu S_L - m_0 \vec{E} \vec{E} + i h_1 \vec{\varphi} [\vec{E} \times \vec{E}] - h_2 \vec{\varphi} (\vec{E} S_L + \bar{S}_L \vec{E}) \quad (27)$$

Включение в теорию  $\mu$ ,  $\nu_\mu$  и двух соответствующих им тяжелых лептонов  $\nu^+$ ,  $\nu^0$  производится совершенно аналогично, и поэтому все рассуждения относятся в равной мере и к мюонным мультиплетам. Отметим только, что  $\mu$ - $e$  универсальность не является необходимым следствием обсуждаемой схемы и достигается лишь при одинаковых углах смешивания в электронных и мюонных мультиплетах.

В отличие от модели Вайнберга, в рассматриваемой схеме группа симметрии не содержит преобразований, меняющих четность. Это позволяет ввести в лагранжиан "затравочную" массу лептонов (член  $-m_0 \vec{E} \vec{E}$  в (27)). Последние два слагаемых в (27) раздвигают массы лептонов за счет ненулевого вакуумного среднего поля  $\langle \vec{\varphi} \rangle_0 = (0, m\mu, 0)$ . Чтобы массовые члены лептонов были диагональными, должно выполняться соотношение

$$2 m_{X^0} \cos \beta = m_{X^+} + m_e \quad (28)$$

Приведем теперь явный вид взаимодействия лептонов с векторными полями.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{int} = & -e W_\mu^+ \left\{ \frac{1}{2} \sin \beta [\bar{\nu} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e - \right. \\ & \left. - X^+ \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu] + \bar{X}^0 \gamma_\mu (\cos^2 \frac{\beta}{2} - \gamma_5 \sin^2 \frac{\beta}{2}) e - \right. \\ & \left. - X^+ \gamma_\mu (\cos^2 \frac{\beta}{2} - \gamma_5 \sin^2 \frac{\beta}{2}) X^0 \right\} + \text{к. с.} + \\ & + e A_\mu (\bar{e}^- \gamma_\mu e^- - \bar{X}^+ \gamma_\mu X^+). \end{aligned} \quad (29)$$

Константа слабого взаимодействия  $G$  в этой схеме равна

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{f^2 \sin^2 \beta}{4m^2} = \frac{e^2 \sin^2 \beta}{4\mu_W^2}, \quad (30)$$

откуда для  $\mu_W$  получаем

$$\mu_W = \sqrt{\frac{\sqrt{2} \pi \alpha'}{G}} \sin \beta \leq 52,8 \text{ ГэВ} \quad (31)$$

В отличие от модели Вайнберга взаимодействие поля  $\phi$  с лептонами может оказаться не малым. Для электронов соответствующая константа равна  $e(m_{X^+} - m_e)/2\mu_W$

Кроме того, оказывается заметно большим влияние слабых взаимодействий на  $g$ -фактор мюона. В частности, вклад нейтрального тяжелого лептона  $Y^0$  равен /60-62/

$$\frac{\Delta g_\mu}{2} = \frac{\alpha m_\mu m_{Y^+}}{2\pi \mu_W^2} \quad (32)$$

Мы привели результат в предположении, что масса  $m_{Y^0} \approx m_{Y^+}/2 \cos \beta \ll \mu_W$ . Из эксперимента /59/  $3,6 \cdot 10^{-7} < \frac{\Delta g_\mu}{2} < 6 \cdot 10^{-7}$  (с достоверностью 95%). Учитывая экспериментальное ограничение /63/  $m_{Y^+} > 0,9$  Гэв и неравенство (31), находим, что

$$0,9 \text{ Гэв} < m_{Y^+} < 8 \text{ Гэв} \quad (33)$$

$$17 \text{ Гэв} < \mu_W < 53 \text{ Гэв}$$

Нетрудно оценить время жизни тяжелых лептонов. Ширины их лептонных распадов находятся по лагранжиану (29), например,  $\Gamma(X^+ \rightarrow \text{лептоны}) = 10^{11} (m_{X^+}/\text{Гэв})^5 \text{сек.}^{-1}$ . Если полная вероятность адронных распадов имеет тот же порядок, то время жизни  $\tau_{X^+} < 10^{-11}$  сек для  $m_{X^+} > 1$  Гэв.

Подробное теоретическое обсуждение свойств тяжелых лептонов содержится в статье /64/, экспериментальная ситуация по поиску этих частиц описана в обзоре /65/.

На этом мы заканчиваем описание СЭМ взаимодействий лептонов. Вне рамок рассмотрения остались модели /13,14/, в которых вводятся как нейтральный бозон, так и тяжелые лептоны, причем нейтральный ток не содержит члена  $\bar{\psi} \gamma_\mu (1+\gamma_5) \psi$ . Мы рассматриваем также модели /20,21/ с большим ( $>4$ ) числом векторных бозонов.

#### 1У. Описание слабых и электромагнитных взаимодействий адронов

1. Перейдем теперь к включению адронов в обсуждаемые схемы. Подобно лептонам, адроны должны реализовать представление группы симметрии слабых и электромагнитных взаимодействий

( $SU(2)$  в случае трех векторных полей,  $SU(2) \otimes U(1)$  в случае четырех). Поэтому полная группа симметрии сильных взаимодействий должна включать упомянутую симметрию в качестве подгруппы. Чтобы перенормируемость сохранялась, эта подгруппа не должна нарушаться сильными взаимодействиями, и лишь спонтанно-электромагнитно-слабыми. Так как в слабых взаимодействиях не сохраняется странность, то обсуждаемая подгруппа симметрии адронов не совпадает с изотопической. Поэтому симметрия сильных взаимодействий должна быть весьма высокой. Вопрос о её структуре тесно связан с проблемой нейтральных токов.

Эта проблема для адронов является существенно более острой, чем для чисто лептонных взаимодействий. В частности, эксперимент указывает на отсутствие нейтральных токов с изменением странности. Наиболее сильное ограничение следует из данных /66/ по вероятности распада  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \approx 4 \cdot 10^{-9} \quad (34)$$

Однако в перенормируемой теории нельзя исключить нейтральный ток с  $\Delta S=1$ , сохраняя обычную структуру заряженных слабых токов, основанную на  $SU(3)$  симметрии адронов. Действительно, в силу  $SU(2)$  симметрии СЭМ взаимодействий, нейтральный ток связан с заряженными соотношением

$$j_\mu^3(x) = \left[ \int d^3y j_0^+(y), j_\mu^-(x) \right] \quad (35)$$

В модели с тремя векторными полями ток  $j_\mu^3$  должен совпадать с электромагнитным током адронов, а в моделях, содержащих четыре векторных поля, - с линейной комбинацией электромагнитного и нейтрального слабого токов. Обычная  $SU(3)$ -форма заряженного слабого тока (для наглядности используем  $\rho$ -,  $\pi$ - и  $\lambda$ -кварки)

$$j_\mu^+ = \bar{p} \gamma_\mu (1+\gamma_5) (\pi \cos \theta + \lambda \sin \theta) \quad (36)$$

приводит к

$$j_\mu^3 = \bar{p} \gamma_\mu (1+\gamma_5) \rho + (\pi \cos \theta + \lambda \sin \theta) \gamma_\mu (1+\gamma_5) (\pi \cos \theta + \lambda \sin \theta) \quad (37)$$

так что нейтральный ток с изменением странности имеет тот же порядок, что и заряженный.

Чтобы преодолеть эту трудность, следует повысить симметрию сильных взаимодействий [23], что соответствует увеличению числа кварков. Это позволяет изменить структуру  $j_{\mu}^{\pm}$ , а следовательно, и  $j_{\mu}^3$ . Как это делается конкретно, мы обсудим в следующих пунктах.

Дополнительные условия на структуру слабых токов  $j_{\mu}^{\pm}$  возникают из рассмотрения вкладов высших порядков теории возмущений. Дело в том, что за счет этих вкладов, даже в отсутствие нейтральных токов с  $\Delta S=1$ , отношение (34) имеет, вообще говоря, порядок  $(\alpha/2\pi)^2 \sim 10^{-6}$ , в явном противоречии с экспериментом.

Поэтому структура  $j_{\mu}^{\pm}$  должна обеспечить дополнительное подавление вклада высших порядков.

Отметим, что и в неперенормируемых теориях необходимо было менять структуру слабых токов [23] для подавления вкладов высших приближений в амплитуду распада  $K_L \rightarrow 2\mu$ . В противном случае предельный импульс, до которого применима теория, оказывается весьма малым [67].

2. Нейтральный ток с  $\Delta S=1$  в модели с четырьмя векторными полями можно устранить, вводя, например, суперзаряженный четвертый кварк  $p'$  [8-11]. По  $SU(2)_L$  подгруппе СЭМ взаимодействий кварки группируются в дублеты

$$L_1 = \begin{pmatrix} p_L \\ \tilde{n}_L \end{pmatrix}, \quad L_2 = \begin{pmatrix} p'_L \\ \tilde{\lambda}_L \end{pmatrix} \quad (38)$$

и синглеты  $p_R, \tilde{n}_R, p'_R, \tilde{\lambda}_R$ . Здесь

$$\tilde{n} = n \cos \theta + \lambda \sin \theta, \quad \tilde{\lambda} = -n \sin \theta + \lambda \cos \theta$$

Электрические заряды  $p$ - и  $p'$ -кварков равны между собой и на единицу превышают заряд  $n$ - и  $\lambda$ -кварков, а в остальном их можно выбирать произвольными. Лагранжиан СЭМ взаимодействий строится из свободного так же, как и в случае лептонов (см. (12)).

Благодаря введению  $p'$ -кварка, теория инвариантна относительно преобразования  $p \leftrightarrow p', \tilde{n} \leftrightarrow \tilde{\lambda}$ , т.е.

$$p \leftrightarrow p', \quad n \leftrightarrow \lambda, \quad \theta \leftrightarrow -\theta$$

Поэтому в нейтральные токи  $n$ - и  $\lambda$ -кварки входят в комбинации

$$\tilde{n} \tilde{n} + \tilde{\lambda} \tilde{\lambda} = \bar{n} n + \bar{\lambda} \lambda,$$

так что переход с  $\Delta S=1$  отсутствует.

Что требуется от сильных взаимодействий в этой модели? Чтобы не разрушать перенормируемость теории, они должны иметь группу симметрии  $SU(4)_L \otimes SU(4)_R$ . Действительно, обычная изотопическая симметрия сильных взаимодействий позволяет смешивать  $p$ - и  $n$ -кварки, а преобразования  $SU(2)_L$  группы переводят (см. (38))  $p_L$  в  $n_L \cos \theta + \lambda_L \sin \theta$  и  $p'_L$  в  $-n_L \sin \theta + p'_L \cos \theta$ . Комбинация же этих преобразований, с учетом сохранения четности, позволяет смешивать все четыре кварка.

Для сохранения перенормируемости  $SU(4)_L \otimes SU(4)_R$  симметрия сильных взаимодействий должна нарушаться только за счет взаимодействия со скалярным полем  $\varphi$ , имеющим ненулевое вакуумное среднее. В частности, массы кварков возникают благодаря взаимодействию следующего вида:

$$- \frac{g\sqrt{2}}{\mu_W} \left\{ m_n [(\bar{L}_1 \varphi) \cos \theta - (\bar{L}_2 \varphi) \sin \theta] n_R + \right. \\ \left. + m_\lambda [(\bar{L}_1 \varphi) \sin \theta + (\bar{L}_2 \varphi) \cos \theta] \lambda_R + \right. \\ \left. + m_p (\bar{L}_1 \varphi^c) p_R + m_{p'} (\bar{L}_2 \varphi^c) p'_R + \text{к. с.} \right\}, \quad (39)$$

где  $\varphi^c = i\tau_2 \varphi^*$ . Напомним, что  $\varphi_0 = \frac{\mu_W}{g\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

Следует заметить, что пока не существует экспериментальных указаний на  $SU(4)$  симметрию сильных взаимодействий. В частности, не обнаружены суперзаряженные партнеры известных адронов, хотя их массы не должны быть слишком велики, как следует из рассмотрения вкладов высших приближений в амплитуду распада  $K \rightarrow 2\mu$  и в  $K_L - K_S$  разность масс.

Обсудим этот вопрос подробнее. Как уже отмечалось (см. 1У.1) вклад высших приближений в амплитуду распада  $K_L \rightarrow 2\mu$  должен быть дополнительно подавлен. Для оценки амплитуды это

го распада рассмотрим процесс  $\pi \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , не учитывая сильных взаимодействий. Подавление возникает благодаря взаимному сокращению вкладов  $\rho$ - и  $\rho'$ -кварков, что видно на примере диаграмм, приведенных на рис.6

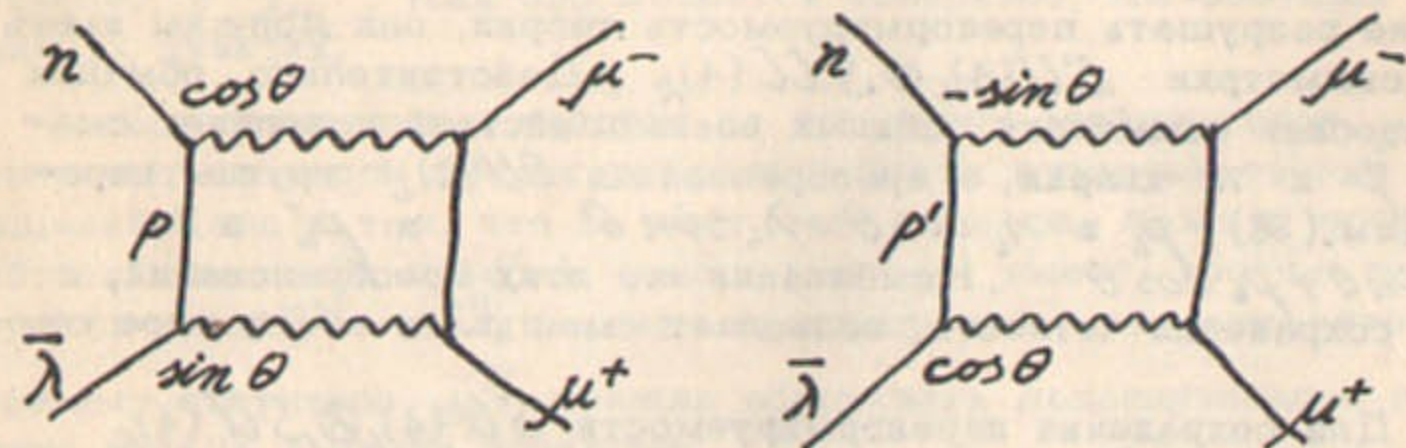


Рис.6

Полный расчет, учитывающий диаграммы, не приведенные на рис.6, дает следующее выражение для матричного элемента процесса (в предположении  $m_\rho \ll m_{\rho'} \ll m_W$ )

$$M(\pi \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ \mu^-) = - \frac{G^2 m_{\rho'}^2 \cos \theta \sin \theta}{4\pi^2} \bar{\lambda} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) n \cdot \bar{\mu} \gamma_\mu \gamma_5 \mu \quad (40)$$

Мы удержали здесь лишь аксиальный ток мюонов, поскольку только он дает вклад в распад  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Сравнивая выражение (40) с амплитудой разрешенного процесса  $\rho \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ \mu^-$

$$M(\rho \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ \mu^-) = - \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta \bar{\lambda} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \rho \cdot \bar{\mu} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \mu$$

и учитывая, что

$$\langle 0 | \bar{\lambda} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) n | K^0 \rangle = \langle 0 | \bar{\lambda} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \rho | K^+ \rangle = f_K K_\mu,$$

находим

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{G^2 m_{\rho'}^4 \cos^2 \theta}{2\pi^4} \quad (40a)$$

В результате из (34) и (40a) следует

$$m_{\rho'} \leq 9 \text{ Гэв} \quad (40б)$$

Используемое при оценке приближение свободных кварков можно оправдать, предполагая, что сильные взаимодействия не существенны при импульсах виртуальных  $W$ -бозонов  $q \gg m_\rho$ .

Аналогично оцениваются переходы с  $\Delta S = 2$  (из рассмотрения процесса  $\pi \bar{\lambda} \rightarrow \bar{\pi} \lambda$ ). В частности, для  $K_4 - K_5$  разности масс такая оценка дает

$$m_4 - m_5 = \frac{2(m_{\rho'} - m_\rho)^2}{m_\mu^2} \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \quad (41)$$

Отсюда

$$m_{\rho'} - m_\rho \sim 1 \text{ Гэв} \quad (41a)$$

Эта оценка менее надежна, чем (40б), так как не учитывает вклады промежуточных состояний  $W^+ + W^-$  адроны.

Отметим, что в обсуждаемой схеме амплитуды нелептонных слабых процессов с  $\Delta S = 0$  могли бы иметь, вообще говоря, порядок  $\alpha/\pi$ , так как введение  $\rho'$ -кварка не приводит к подавлению этих амплитуд. Однако эффекты  $\sim \alpha/\pi$  противоречат экспериментальным данным по несохраняющим четность ядерным силам (см., например /68/). Необходимое подавление можно обеспечить выбором структуры сильных взаимодействий.

Что касается нейтральных токов с  $\Delta S = 0$ , то как видно из прилагаемой таблицы 1 (заимствованной из обзора /37/), рассматриваемая схема находится в настоящее время на грани противоречия с экспериментом (а может быть и на грани экспериментального подтверждения).

Таблица 1

Эксперимент	Теория
$\frac{\sigma(\nu p \rightarrow \nu p)}{\sigma(\nu n \rightarrow \mu^- p)}$	$0,12 \pm 0,06 / 69 /$ $0,15 \pm 0,25 / 9 /$
$\frac{\sigma(\nu p \rightarrow \nu n \pi^+) / \sigma(\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+)}{\sigma(\nu p \rightarrow \nu p \pi^0) + \sigma(\nu n \rightarrow \nu n \pi^0)}$	$0,08 \pm 0,04 / 69 /$ $\begin{cases} > 0,03 / 71 / \\ 0,11 / 9 / \end{cases}$
$\frac{\sigma(\nu p \rightarrow \nu p \pi^0) + \sigma(\nu n \rightarrow \nu n \pi^0)}{2 \sigma(\nu n \rightarrow \mu^- p \pi^0)}$	$\leq 0,14 / 70 /$ $\begin{cases} \geq 0,6 / 72 / \\ \geq 0,4 / 73 / \\ \geq 0,18 / 71 / \end{cases}$

3. Если интерпретировать экспериментальные данные как указание на отсутствие слабых нейтральных токов (не только с  $\Delta S = 1$ , но и с  $\Delta S = 0$ ), то естественно обратиться к моделям типа Георги-Глэшоу, в которых единственным нейтральным током является электромагнитный.

В этих моделях эффективные нейтральные токи возникают, однако, за счет высших приближений /74,75/ и имеют порядок

$\frac{G}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{\pi}$  в амплитуде. Для процессов с  $\Delta S = 0$  это, разумеется, не противоречит эксперименту. Для подавления же амплитуды  $K_L \rightarrow 2\mu$  распада так же, как и в модели с четырьмя векторными полями, приходится вводить дополнительные кварки, так что общее число кварков должно быть не менее восьми. По тем же соображениям, что и в модели Вайнберга, разности масс обычных и суперзаряженных кварков должны быть порядка нескольких Гэв /62/.

Относительно изящной схемой сильных взаимодействий, содержащей такое изобилие кварков, является  $SU(3) \otimes SU(3)''$  симметричная модель Хана-Намбу /76/. Она основана на трех триплетах кварков с целочисленными зарядами. Эта схема используется для построения моделей СЭМ взаимодействий адронов в работах /16,17/. Впрочем, модель /17/ не обеспечивает подавления вклада высших приближений в амплитуду  $K_L \rightarrow 2\mu$  распада.

Напомним, что слабые токи в схемах Георги-Глэшоу не имеют  $V-A$  структуру. Поэтому в таких схемах, вообще говоря, отсутствуют предсказания для амплитуд  $K \rightarrow 2\pi, K \rightarrow 3\pi$  распадов (см. обзор /77/), следующие из частичного сохранения аксиального тока и предположения о  $V-A$  структуре гамильтониана слабых взаимодействий.

Отметим также, что в этих моделях для нелептонных распадов может оказаться существенным обмен скалярными  $\sigma$ -частичами. В частности, в работе /78/ предположение о доминантности такого обмена над обменом  $W$ -бозонами используется для объяснения правила  $\Delta T = \frac{1}{2}$ . Этот же механизм приводил бы после преобразования Фирда к  $V-A$  структуре взаимодействия обычных частиц, если бы они были гораздо легче суперзаряженных. Такое предположение трудно однако согласовать с упомянутыми выше ограничениями на разности масс.

4. В рассмотренном выше подходе к проблеме включения СЭМ взаимодействий адронов по существу не обсуждаются сильные взаимодействия, предполагается лишь, что они имеют весьма высокую симметрию.

Привлекательными кажутся попытки описания сильных взаимодействий в рамках перенормируемых векторных теорий. Примером /22/ может служить лагранжиан (5), в котором поле  $\sigma_{\mu}$  отождествляется с  $\rho$ -мезонным, а поле  $\sigma$  описывает нейтральный скалярный мезон. Взаимодействие  $\rho$ -мезонов с другими адронами можно ввести минимальным образом (см. (12)), как взаимодействие с током изоспина.

В работе /78/ была рассмотрена перенормируемая схема сильных взаимодействий с нарушенной  $U(3) \otimes U(3)_R$  симметрией. Она содержит нонеты векторных ( $\rho, \kappa^*, \omega, \varphi^R$ ), псевдовекторных, скалярных и псевдоскалярных ( $\pi, \kappa, \eta, \eta'$ ) мезонов, а также необходимые для перенормируемости нонеты скалярных и псевдоскалярных частиц (аналоги  $\sigma$ -поля).

Включение электромагнитных и слабых взаимодействий в таком подходе мы проиллюстрируем на простом примере /22/ электродинамики  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонов. Лагранжиан сильных взаимодействий построим, добавив к (2)  $\pi$ -мезонную часть

$$\frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{\pi} + 2g \vec{p}_\mu \times \vec{\pi})^2 - \frac{1}{2} m_\pi^2 \vec{\pi}^2$$

Электромагнитное поле  $a_\mu$  введем как изоскалярное поле, взаимодействующее с гиперзарядом, который равен нулю для  $\vec{b}_\mu$ ,  $\vec{\pi}$  и единице для  $\varphi$ . Для электрона гиперзаряд  $Y = -1$ . Тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2} \vec{p}_{\mu\nu} \vec{p}_{\mu\nu} + (\mathcal{D}_\mu \varphi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \varphi) + m^2 \varphi^\dagger \varphi - f^2 (\varphi^\dagger \varphi)^2 \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{\pi} + 2g \vec{p}_\mu \times \vec{\pi}) (\partial_\mu \vec{\pi} + 2g \vec{p}_\mu \times \vec{\pi}) - \frac{1}{2} m_\pi^2 \vec{\pi}^2 \\ & - \frac{1}{4} a_{\mu\nu} a_{\mu\nu} + \bar{e} [i \gamma_\mu (\partial_\mu - ie a_\mu) - m_e] e, \end{aligned} \quad (42)$$

где

$$\mathcal{D}_\mu \varphi = \partial_\mu \varphi - ig(\vec{\tau} \cdot \vec{p}) \varphi + ie a_\mu \varphi$$

Электромагнитный ток  $j_\mu^{el}$  в этой модели равен

$$j_\mu^{el} = i [(\mathcal{D}_\mu \varphi)^\dagger \varphi - \varphi^\dagger (\mathcal{D}_\mu \varphi)] \quad (43)$$

В калибровке, где  $\vec{\psi} = 0$ ,  $\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} m_p + \phi \\ 1 \end{pmatrix}$ , получаем

$$j_\mu^{el} = -\frac{m_p^2}{g} \left( p_\mu^3 - \frac{e}{g} a_\mu \right) \left( 1 + \frac{g}{m_p} \phi \right)^2 \quad (44)$$

Хотя выражение (44) очень напоминает электромагнитный ток в модели векторной доминантности (80), зависимость  $j_\mu^{el}$  от поля  $\phi$  приводит к коммутаторам, соответствующим скорее алгебре токов, чем алгебре полей, со всеми вытекающими из этого экспериментальными следствиями.

Интересная схема, включающая сильные и СЭМ взаимодействия адронов в таком подходе, была предложена в работе (19).

Авторы исходили из упомянутой выше модели сильных взаимодействий (78). Исключение нейтральных токов с  $\Delta S = 1$  достигается здесь ценой введения дополнительных скалярных частиц, а не увеличением числа кварков.

### У. Заключение

Подведем итоги. Перенормируемость рассмотренных моделей приводит к малости радиационных поправок в амплитудах слабых процессов. Однако, чтобы удовлетворить следующим из эксперимента ограничениям на эффективные нейтральные токи с  $\Delta S = 1$  и переходы с  $\Delta S = 2$ , приходится вводить специальный механизм подавления соответствующих амплитуд. Эти же процессы служили основным камнем преткновения и для перенормируемых теорий, причем именно в рамках этих теорий был впервые предложен рассмотренный выше механизм (23). Таким образом, переход к перенормируемым теориям в этом отношении не дает выигрыша. Остановимся вкратце на радиационных поправках к наблюдавшимся на опыте процессам. Наибольший интерес представляет вычисление перенормировки отношения  $G_F^V / G_M^V$  векторных констант  $\beta$ - и  $\mu$ -распадов, поскольку это отношение определено с хорошей экспериментальной точностью.

Напомним, что в локальной четырехфермионной теории электромагнитная поправка к  $G_F^V / G_M^V$  расходится логарифмически (см., например, (81)). Введение промежуточного векторного бозона делает эту величину конечной уже в рамках обычной неперенормируемой теории. При этом параметр обрезания заменяется массой  $W$ -бозона (81).

Можно показать, что переход к перенормируемым теориям не влияет на члены  $\sim \frac{\alpha}{\pi} \ln \mu_W / m_p$ , которые по-прежнему даются электромагнитными поправками. Учет нейтрального векторного бозона приводит к поправкам  $\sim \frac{\alpha}{\pi}$ . Вклад же нейтрального скалярного поля  $\sim \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_p^2}{\mu_W^2}$  и пренебрежимо мал. В приведенных оценках мы полагали  $\mu_W \sim \mu_2 \sim m_\phi \gg m_p$ .

Хотя обнаруженная возможность объединения слабых, электромагнитных, а возможно, и сильных, взаимодействий в рамках не-



ренормируемой теории представляется весьма привлекательной, конкретные модели трудно назвать изящными или экономными. Однако именно в силу своей неэкономности эти модели приводят к заметному числу экспериментальных следствий.

Перечислим эксперименты, критичные для обсуждаемых моделей.

### 1. Поиски новых частиц.

а) Общим для всех моделей является наличие в них заряженных векторных  $W$ -бозонов и нейтральной скалярной  $\phi$ -частицы. Ограничения на массы  $W$ -бозонов даются формулами (16), (18), (33). В модели Вайнберга есть еще нейтральный векторный бозон с массой, ограниченной условиями (16), (18).

б) Схемы /12-14/ предсказывают существование тяжелых лептонов, заряженных и нейтральных. В модели Георги-Глэшоу масса заряженного лептона ограничена условием (33). Его время жизни не превышает  $10^{-11}$  сек.

Более жесткие ограничения на массу тяжелого лептона могли бы возникнуть при повышении точности измерения магнитного момента мюона.

в) Все известные схемы, обеспечивающие малость амплитуды  $K_u \rightarrow 2\mu$  распада (независимо от их перенормируемости) предсказывают существование суперзаряженных адронов, распадающихся лишь за счет слабых взаимодействий. Масса этих частиц не должна, по-видимому, превышать нескольких Гэв (см. (40б), (41а)).

Это ограничение не имеет места в модели /19/, в которой необходимы лишь скалярные суперзаряженные частицы. Отсутствие ограничения связано с тем, что в отличие от остальных моделей здесь неизвестна масса несуперзаряженных партнеров этих адронов.

### 2. Поиски нейтральных слабых токов.

а)  $\nu_e e$  - и  $\bar{\nu}_e e$  -рассеяние,

б)  $\nu_\mu e$  - и  $\bar{\nu}_\mu e$  -рассеяние,

в) упругое и неупругое рассеяние нейтрино на нуклонах  $\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + \text{адроны}$ .

Процессы б) и в), а также отклонение сечений процессов

а) от предсказаний обычной  $V-A$  -теории, имеют место только в модели Вайнберга. Из сравнения предсказаний модели с существующими данными (см. III.2, IV.2) следует, что повышение точности эксперимента в несколько раз было бы весьма критичным для этой модели.

В заключение авторы благодарят Н.Н. Николаева, Л.Б. Окуня, В.В. Соколова за полезные советы и замечания.

*[Faint handwritten mathematical notes and diagrams are visible on the right page, including various equations and symbols.]*

Мы изложим здесь способ построения фейнмановской техники для лагранжианов янг-миллсовского типа в ковариантных калибровках. Для массивного векторного поля одной из ковариантных калибровок является обсуждавшаяся в II.2 калибровка Прока. Однако её использование неудобно, так как соответствующий пропагатор векторного поля не убывает при больших импульсах и нарастающие расходимости сокращаются лишь в сумме диаграмм. Ниже мы опишем построение фейнмановской калибровки, в которой пропагатор векторного поля имеет вид  $-i g_{\mu\nu} / (k^2 - \mu^2)$

Рассмотрим для определенности лагранжиан (23), описывающий взаимодействующие триплеты векторных и скалярных полей  $\vec{v}_\mu$  и  $\vec{\varphi}$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} \vec{v}_{\mu\nu} \vec{v}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{\varphi})(\partial_\mu \vec{\varphi}) + \frac{m^2}{2} \vec{\varphi}^2 - \frac{f^2}{4} \vec{\varphi}^2 \quad (\text{П.1})$$

Здесь

$$\partial_\mu \vec{\varphi} = \partial_\mu \vec{\varphi} - e \vec{v}_\mu \times \vec{\varphi}$$

$$\vec{\varphi} = (\varphi^+, \frac{\mu}{e} + \phi, \varphi^-) \quad (\text{П.1a})$$

и  $\mu$  — масса векторного поля,  $\mu = \frac{e}{f} m$

В квадратичном по полям приближении поля  $\vec{v}_\mu$  и  $\varphi^\pm$  входят в лагранжиан лишь в комбинации

$$\tilde{v}_\mu^\pm = v_\mu^\pm \mp \frac{i}{\mu} \partial_\mu \varphi^\pm \quad (\text{П.2})$$

Поэтому пропагатор поля  $\tilde{v}_\mu^\pm$  не зависит от калибровки. Чтобы определить его вид, воспользуемся калибровкой Прока, где  $\varphi^\pm = 0$  и поле  $\tilde{v}_\mu^\pm$  совпадает с  $v_\mu^\pm$ . Тогда ясно, что

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{\mu\nu}(k) &= \tilde{v}_\mu^+ \tilde{v}_\nu^- = \int dx e^{ikx} \langle 0 | T \tilde{v}_\mu^+(k) \tilde{v}_\nu^-(0) | 0 \rangle = (\text{П.3}) \\ &= i (-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{\mu^2}) / (k^2 - \mu^2) \end{aligned}$$

Мы хотим перейти в фейнмановскую калибровку, в которой пропагатор поля  $v_\mu$  равен

$$D_{\mu\nu}(k) = \overbrace{v_\mu^+ v_\nu^-} = \frac{-i g_{\mu\nu}}{k^2 - \mu^2} \quad (\text{П.4})$$

Поскольку функция Грина величины  $\tilde{v}_\mu^\pm$  задана равенством (П.3), то поля  $\varphi^\pm$  в этой калибровке должны быть отличны от нуля. Если принять, что  $\varphi^\pm$  и  $\tilde{v}_\mu^\pm$  независимы, так что

$$\overbrace{v_\mu^\pm \varphi^\mp} = 0, \quad (\text{П.5})$$

то из (П.2-5) следует

$$\overbrace{\varphi^\pm \varphi^\mp} = \frac{i}{k^2 - \mu^2} \quad (\text{П.6})$$

Лагранжиан, приводящий к функциям Грина (П.4-6), получается из (П.1) добавлением  $\Delta \mathcal{L}$

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{L} &= -\frac{1}{2} (\partial_\mu v_\mu^3)^2 - (\partial_\mu v_\mu^+ + i \mu \varphi^+) (\partial_\mu v_\mu^- - i \mu \varphi^-) = \\ &= -\frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{v}_\mu - e \vec{\varphi} \times \vec{\varphi}_0)^2, \quad (\text{П.7}) \end{aligned}$$

где  $\varphi_0 = (0, \frac{\mu}{e}, 0)$ . Слагаемое  $-\frac{1}{2} (\partial_\mu v_\mu^3)^2$

обеспечивает фейнмановскую форму пропагатора для безмассового поля  $v_\mu^3$

$$\overbrace{v_\mu^3 v_\nu^3} = \frac{-i g_{\mu\nu}}{k^2} \quad (\text{П.8})$$

Если бы поля

$$\vec{\xi} = \partial_\mu \vec{v}_\mu - e \vec{\varphi} \times \vec{\varphi}_0 \quad (\text{П.9})$$

удовлетворяли свободным уравнениям

$$(\square - \mu^2) \xi^\pm = 0, \quad \square \xi^3 = 0, \quad (\text{П.10})$$

то лагранжиан  $\mathcal{L} + \Delta \mathcal{L}$  был бы эквивалентен  $\mathcal{L}$ . Именно такая ситуация имеет место в электродинамике и в теории нейтрального векторного поля при обычном включении массы.

Посмотрим, какие уравнения следуют из  $\mathcal{L} + \Delta \mathcal{L}$  для  $\vec{\xi}$ . Вариация по  $\vec{b}_\mu$  и  $\vec{\varphi}$  приводит к

$$\mathcal{D}_\mu \vec{b}_{\mu\nu} - e \vec{\varphi} \times \mathcal{D}_\nu \vec{\varphi} + \partial_\nu \vec{\xi} = 0 \quad (\text{П.11})$$

$$-\mathcal{D}_\mu \mathcal{D}_\mu \vec{\varphi} + m^2 \vec{\varphi} - f^2 \vec{\varphi} (\vec{\varphi}^2) + e \vec{\varphi}_0 \times \vec{\xi} = 0 \quad (\text{П.12})$$

Применяя к уравнению (П.11) оператор  $\mathcal{D}_\nu$  (см. (П.1a)) и используя (П.12), получим

$$\partial_\nu \mathcal{D}_\nu \vec{\xi} - e^2 \vec{\varphi}_0 \times [\vec{\varphi} \times \vec{\xi}] = 0 \quad (\text{П.13})$$

При выводе (П.13) оказывается полезным соотношение

$$(\mathcal{D}_\mu \mathcal{D}_\nu - \mathcal{D}_\nu \mathcal{D}_\mu) \dots = -e \vec{b}_{\mu\nu} \times \dots \quad (\text{П.14})$$

Из (П.13) следует, что поля  $\vec{\xi}$  взаимодействуют с полями  $\vec{b}_\mu$  и  $\vec{\varphi}$ , так что лагранжиан  $\mathcal{L} + \Delta \mathcal{L}$  не эквивалентен исходному. Иными словами, лагранжиан  $\mathcal{L} + \Delta \mathcal{L}$  приводит к излучению пар нефизических частиц, соответствующих полям  $\vec{\xi}$ , и тем самым к нарушению условия унитарности.

Правильные результаты при использовании  $\mathcal{L} + \Delta \mathcal{L}$  можно получать, если вычитать из сечений процессов указанный нефизический вклад. Чтобы не делать эту операцию "руками", в теорию вводятся фиктивные скалярные частицы [82, 46-48], описываемые полями  $\vec{\eta}$ . Так как вероятность испускания пар фиктивных  $\vec{\eta}$ -частиц должна быть отрицательной, поля  $\vec{\eta}$  следует считать неэрмитовыми и квантовать по ферми-статистике. Ясно, что поле  $\vec{\eta}$  должно удовлетворять тому же уравнению (П.13), что и поле  $\vec{\xi}$ . К такому уравнению, очевидно, приводит следующий лагранжиан

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\eta &= \partial_\mu \vec{\eta}^* \mathcal{D}_\mu \vec{\eta} - e^2 \vec{\varphi}_0 \times [\vec{\eta}^* \times [\vec{\varphi} \times \vec{\eta}]] = \\ &= \partial_\mu \vec{\eta}^* \partial_\mu \vec{\eta} - \mu^2 (\eta_+^* \eta_- + \eta_-^* \eta_+) + \\ &+ e \vec{b}_\mu \times [\partial_\mu \vec{\eta}^* \times \vec{\eta}] - e \mu \delta (\eta_+^* \eta_- + \eta_-^* \eta_+) + \\ &+ e \mu \eta_3 (\eta_+^* \varphi_- + \eta_-^* \varphi_+) \end{aligned} \quad (\text{П.15})$$

Полный лагранжиан системы в фейнмановской калибровке равен  $\mathcal{L} + \Delta \mathcal{L} + \mathcal{L}_\eta$ . Он описывает поля  $\vec{b}_\mu, \delta, \varphi^\pm, \vec{\eta}, \vec{\eta}^*$  из которых физическим степеням свободы соответствует четырехмерно-поперечная часть  $\vec{b}_\mu^\pm$ , трехмерно-поперечная часть безмассового поля  $\vec{b}_\mu^3$  и поле  $\delta$ ; остальные же поля являются вспомогательными.

Пропагаторы полей определяются равенствами (П.4-6,8) и

$$\overline{\delta \delta} = \frac{i}{k^2 - 2m^2} \quad (\text{П.16})$$

$$\overline{\eta_+^* \eta_-} = \frac{i}{k^2 - \mu^2} \quad (\text{П.17})$$

$$\overline{\eta_3^* \eta_3} = \frac{i}{k^2} \quad (\text{П.18})$$

Вид вершин находится по лагранжиану обычным образом и мы его не приводим. Так как поле  $\eta$  квантуется как фермионное, то следует учитывать в амплитуде фактор  $(-1)^{\mathcal{N}}$ , где  $\mathcal{N}$  — число замкнутых петель с  $\eta$ -частицами.

Отметим, что суммирование по поляризациям векторных частиц можно производить с помощью формулы

$$\sum_i \epsilon_\mu^{(i)} \epsilon_\nu^{(i)} = -g_{\mu\nu} \quad (\text{П.19})$$

Однако при этом к сечению следует добавить сечения процессов, в которых векторные кванты заменены  $\eta^\pm, \eta^3$  - частицами, их античастицами, а также  $\varphi^\pm$  - частицами (для каждого кванта следует учитывать все допустимые по электрическому заряду замены). Подчеркнем, что  $\eta$  - частицы рождаются парами, причем каждая такая пара вносит фактор  $(-1)$ . Это замечание следует иметь в виду и при использовании условия унитарности.

Рассмотренный выше лагранжиан (П.1) описывает бозоны в модели Георги-Глэшоу. Чтобы описать в фейнмановской калибровке взаимодействие бозонов с лептонами, следует к  $\mathcal{L} + \Delta\mathcal{L} + \mathcal{L}_\eta$  добавить лагранжиан  $\mathcal{L}_L$  (см. (27)), в который входят, наряду с лептонами, поля  $\psi_\mu, \varphi^\pm, \phi$ . Что же касается полей  $\eta$ , то они с лептонами непосредственно не взаимодействуют.

Приведем теперь выражения для  $\Delta\mathcal{L}$  и  $\mathcal{L}_\eta$ , которые следует добавить к лагранжиану модели Вайнберга для перехода в фейнмановскую калибровку. Напомним, что этот лагранжиан задается формулами (2-4) (с учетом модификации указанной в п. II.4, см. формулы (8-10) и (11-12)). Он зависит от полей  $W_\mu^\pm, Z_\mu, A_\mu, \phi$  и  $\psi$ , причем  $\phi$  и  $\psi$  связаны с дублетом  $\varphi$  соотношением (4).

$$\Delta\mathcal{L} = -(\partial_\mu W_\mu^+ + \mu_W \psi^+)(\partial_\mu W_\mu^- + \mu_W \psi^-) - \frac{1}{2}(\partial_\mu Z_\mu + \mu_Z \psi^3)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu A_\mu)^2 \quad (\text{П.20})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\eta = & \partial_\mu \eta_+^* \partial_\mu \eta_- + \partial_\mu \eta_-^* \partial_\mu \eta_+ - \mu_W^2 (\eta_+^* \eta_- + \eta_-^* \eta_+) + \\ & + \partial_\mu \eta_Z^* \partial_\mu \eta_Z - \mu_Z^2 \eta_Z^* \eta_Z + \partial_\mu \eta_A^* \partial_\mu \eta_A - g\mu_W \phi (\eta_+^* \eta_- - \eta_-^* \eta_+) - \\ & - \sqrt{g^2 + g'^2} \mu_Z \phi \eta_Z^* \eta_Z + \frac{ig'\mu_W}{\sqrt{g^2 + g'^2}} [(g'\eta_Z + g\eta_A)(\psi \eta_+^* - \psi_+ \eta_-^*) - \\ & - \text{к.с.}] - 2g \vec{b}_\mu [\partial_\mu \vec{\eta}^* \times \vec{\eta}] + 2g\mu_W \vec{\psi} [\vec{\eta}^* \times \eta] \quad (\text{П.21}) \end{aligned}$$

Для сокращения записи здесь введены изовекторы

$$\vec{b}_\mu = (W_\mu^+, \frac{gZ_\mu - g'A_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, W_\mu^-), \quad \vec{\eta} = (\eta_+, \frac{g\eta_Z - g'\eta_A}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \eta_-) \quad (\text{П.22})$$

Выражения для пропагаторов и вершин могут быть получены из лагранжиана обычным образом.

Более подробное описание фейнмановских правил в разных моделях и калибровках можно найти в работе /61/. Мы же стремились, главным образом, к тому, чтобы показать, как эти правила могут быть получены.

Л и т е р а т у р а

1. J.Schwinger. Ann.of Phys., 2,407,1957.
2. Sh.L.Glashow, Nucl.Phys., 22,579,1961.
3. A.Salam, J.C.Ward. Phys.Lett., 13,168,1964.
4. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 19,1264,1967.
5. A.Salam. Proceedings of the Eighth Nobel Symposium, Almquist and Wicksel, Stockholm, 1968.
6. P.W.Higgs. Phys.Rev., 145,1156,1966.
7. А.А.Мигдал, А.М.Поляков, ЖЭТФ, 51,135, 1966.
8. T.W.Kibble. Phys.Rev., 155,1554,1967.
9. S.Weinberg. Phys.Rev., D5,1412,1972.
10. C.Bouchiat, J.Iliopoulos, Ph.Meyer. Phys.Lett., 38B,519,1972.
11. R.N.Mohapatra. Phys.Rev., D6,2023,1972.
12. H.Georgi, Sh.L.Glashow. Phys.Rev.Lett., 28,1494,1972.
13. B.W.Lee. Phys.Rev., D6,1188,1972.
14. J.Prentki, B.Zumino. Nucl.Phys., B47,99,1972.
15. Н.Н.Николаев, Письма в ЖЭТФ, 16, 482, 1972.
16. R.N.Mohapatra. preprint, University of Maryland, 72-022, August 1972.
17. H.Lipkin. preprint NAL-THY-85, September 1972.
18. M.Tonin. Lett. Nuovo Cim., 5,635,1972.
19. J.Bars, M.B.Halpern, M.Yosnimura. Phys.Rev.Lett., 29,969,1972.
20. S.Weinberg. Phys.Rev., D5,1962,1972.

21. P.G.O.Freund. Nucl. Phys., B41,35,1972.
22. G.'t Hooft. Nucl.Phys., B35,167,1971.
23. Sh.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani. Phys.Rev., D2,1285,1972.
24. S.L.Adler. Phys.Rev., 177,2426,1969.
25. H.Georgi, Sh.L.Glashow. Phys.Rev., D6,429,1972.
26. D.J.Gross, R.Jackiw. Phys.Rev., D6,477,1972.
27. C.P.Korthals Altes, M.Perrottet. Phys.Lett., 39B,546,1972.
28. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 29,388,1972.
29. H.Georgi, Sh.L.Glashow. Phys.Rev., D6,2977,1972.
30. B.W.Lee, J.Zinn-Justin. Phys.Rev., D5,3121,3137,3155,1972.
31. И.В.Тютин, Е.С.Фрадкин. ЯФ, 16, 835, 1972.
32. Р.Е.Каллош, И.В.Тютин. ЯФ, 17, 180, 1973.
33. А.А.Славнов. preprint ITP-71-83E, Kiev,1971.
34. M.Veltman, G.'t Hooft. Nucl.Phys., B50,318,1972.
35. А.А.Славнов. Nucl.Phys., B31,301,1971.
36. M.Veltman, G.'t Hooft. Nucl.Phys., B44,189,1972.
37. B.W.Lee. Report to a plenary session of the XIIth International Conference on High Energy Physics, preprint NAL-THY-92, September 1972.
38. A.Salam, J.Strathdee. Nuovo Cim., 11A,397,1972.
39. J.C.Taylor. preprint RPP/TH/29, Oxford,1972.
40. А.Д.Долгов, В.И.Захаров, ЯФ, 13, 308, 1971.
41. D.G.Boulware. Ann.of Phys., 56,140,1970.
42. А.А.Славнов, Л.Д.Фаддеев, ТМФ, 2, 4, 1970.

43. А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович. ЯФ, 13, 198, 1971.
44. Г.Вентцель, Введение в квантовую теорию волновых полей, М.-Л., 1947.
45. А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович. Материалы VII зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1972.
46. B.S.DeWitt. Phys.Rev., 162, 1195, 1967.
47. L.D.Faddeev, V.N.Popov. Phys.Lett., 25B, 30, 1967.
48. E.S.Fradkin, I.V.Tyutin. Phys.Rev., D2, 2841, 1970.
49. A.I.Vainshtein. Lett.Nuovo Cim., 5, 680, 1972.
50. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 18, 188, 1967.
51. M.Gell-Mann, M.Levy. Nuovo Cim., 16, 705, 1960.
52. B.W.Lee. Comments on Nuclear and Particle Physics, 5, 65, 1972.
53. H.S.Gurr, F.Reines, H.W.Sobel. Phys.Rev.Lett., 28, 1406, 1972.
54. H.H.Chen, B.W.Lee. Phys.Rev., D5, 1874, 1972.
55. G.'t Hooft. Phys.Lett., D5, 1874, 1972.
56. C.H.Albright. Phys.Rev., D2, 1330, 1970.
57. CERN group. Report at the XYIth International Conference on High-Energy Physics, September 1972 (см. /37/).
59. J.Bailey et al. Phys.Lett., 28B, 287, 1968.
60. J.Primack, H.R.Quinn. Phys.Rev., in press.
61. K.Fujikawa, B.W.Lee, A.I.Sanda. Phys.Rev., D6, 2923, 1972.
62. B.W.Lee, J.Primack, S.B.Treiman. preprint NAL-THY-74, August 1972.
63. A.Zichichi. Report at the XYIth International

- Conference on High Energy Physics, September 1972 (см. /65/).
64. J.D.Bjorken, C.H.Llewellyn Smith. preprint SLAC-PUB-1107, September 1972.
65. M.L.Perl. preprint SLAC-PUB-1062, October 1972.
66. Proceedings of the XYIth International Conference on High Energy Physics, September 1972.
67. Б.А.Иоффе, Е.П.Шабалин, ЯФ, 8, 828, 1967.
68. В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Н.А.Лазовой и др. ЯФ, 15, 1142, 1972.
69. D.C.Cundy. Phys.Lett., 31B, 478, 1970.
70. W.Lee. Phys.Lett., 40B, 423, 1972.
71. C.H.Albright, B.W.Lee, E.A.Paschos. preprint NAL-THY-86, September 1972.
72. B.W.Lee. Phys.Lett., 40B, 420, 1972.
73. E.A.Paschos, L.Wolfenstein. preprint NAL-THY-69, July 1972.
74. K.Fujikawa, B.W.Lee, A.I.Sanda, S.B.Treiman. preprint NAL-THY-65, June 1972.
75. C.Bouchiat, J.Iliopoulos, Ph.Meyer. preprint LPTHE 72/36, August 1972.
76. M.Y.Han, Y.Nambu. Phys.Rev., 139B, 1006, 1965.
77. А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров. УФН, 100, 225, 1970.
78. B.W.Lee, S.B.Treiman. preprint NAL-THY-90, September 1972.
79. K.Bardakci, M.B.Halpern. Phys.Rev., D6, 696, 1972.
80. N.Kroll, T.D.Lee, B.Zumino. Phys.Rev., 157, 1376, 1967.

81. E.S.Abers, D.A.Dicus, R.E.Norton, H.R.Quinn.  
Phys.Rev., 167,1461,1968.

82. R.P.Feynman. Acta Phys.Polon., 24,697,1963.

---

Ответственный за выпуск С.Н.Родионов

Подписано к печати 15.Ш-73 г. МН 08084

Усл. 2 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно

Заказ № 15

ПРЕПРИНТ

---

Отпечатано на ротационной машине в ИЯФ СО АН СССР, нв